

AF61(514)6300

1

AD NO. 31

Académie royale de Belgique

Koninklijke Academie van België

BULLETIN

DE LA

CLASSE

DES SCIENCES



MEDEDELINGEN

VAN DE

KLASSE DER

WETENSCHAPPEN

5<sup>e</sup> Série. — Tome XLII

5<sup>de</sup> Reeks. — Boek XLII

1956 — II

EXTRAIT — UITTREKSEL

**Théorie des oscillations spontanées dans les tubes  
à vapeur de mercure à cathode chaude**

AR

M. HOYAUX et P. GANS

BRUXELLES  
PALAIS DES ACADEMIES  
RUE DUCALE, 1

BRUSSEL  
PALEIS DER ACADEMIËN  
HERTOGELIJKESTRAAT, 1

1956

Not available  
only to the users

PHYSIQUE EXPÉRIMENTALE

**Théorie des oscillations spontanées  
dans les tubes à vapeur de mercure à cathode chaude,**

par Max HOYAUX et P. GANS (\*\*).

*Résumé.* — Les auteurs font ici la théorie de l'oscillation spontanée décrite dans une communication précédente (1). Dans cette oscillation, on peut distinguer trois phases : 1) percement de la gaine anodique ; 2) excès d'ionisation (consécutif à ce percement) obéissant aux lois des petites variations autour d'un équilibre stable ; 3) augmentation de chute anodique (suite à la disparition de cet excès d'ionisation) obéissant à la théorie des sondes de Langmuir. Lorsque la chute de tension dans la gaine anodique atteint une valeur suffisante, un nouveau percement a lieu et le cycle recommence.

Les nouveaux résultats expérimentaux sont en excellent accord avec la théorie.

I. — THÉORIE.

Notre interprétation des résultats présentés dans la référence (1) repose :

- a) sur la théorie des petites variations autour d'un état stable, présentée dans la référence (2) (III<sup>e</sup> partie, III A B),
- b) sur la théorie des sondes de Langmuir et Mott-Smith (3, 4).

1) *Application de la théorie des petites variations autour d'un état stable.*

La théorie des petites variations autour d'un état stable a été établie en toute rigueur pour la colonne positive d'un arc à

---

(\*\*) Présentée par le Comte M. DE HEMPTINNE.

(1) Recherche subventionnée en partie par l'European Office, Air Research and Development Command U.S.A.F. (EOARDC. Contract AF 61 (514), 630 C).

vapeur de mercure ; son application à la zone anodique suppose que l'hétérogénéité du champ n'est pas trop prononcée — en d'autres termes, que la chute anodique est faible. Nous renverrons pour tous les détails de calcul à la référence citée, dont il s'agit en dernière analyse de résoudre l'équation (95) compte tenu du circuit extérieur. A la fréquence du « hash » qui est, rappelons-le, de l'ordre de 3.000 périodes par seconde, la composante inductive de l'impédance est largement prépondérante, et peut en bonne approximation être considérée comme infinie, ce qui, dans les notations de la référence citée, revient à faire  $i = 0$  (aucune variation de courant). Dès lors, la variation relative  $n$  de la concentration électronique (*loc. cit.*) doit obéir à l'équation :

$$n = M_1 e^{-\sigma_1 t} + M_2 e^{-\sigma_2 t} \quad (1)$$

$M_1$  et  $M_2$  dépendent des conditions initiales

$\sigma_1$  et  $\sigma_2$  sont des fonctions de  $T$ .

L'équation (1) semble vérifiée de façon remarquable par l'expérience, en prenant les valeurs suivantes pour le cas de la figure 4 de la référence <sup>(1)</sup>, première oscillation :

$$N^* = 3,7.10^{10} \text{ ions/cm}^3 ; M_1 = -2,34 ; M_2 = +2,34 ;$$

$$1/\sigma_1 = 16,3 \text{ } \mu\text{s} ; 1/\sigma_2 = 141 \text{ } \mu\text{s}.$$

Pour la deuxième oscillation les mêmes valeurs sont applicables sauf que  $M_2 = -M_1 = 0,71$ .

La figure 1 montre comment la courbe ainsi ajustée se compare avec l'expérience.

Un raisonnement identique permet de déduire la variation de  $T$  qui correspond à la variation de  $N$  ci-dessus. La figure 1 montre également le résultat de la comparaison en ajustant  $T$  à la valeur 13.500° K.

Ce succès partiel est extrêmement satisfaisant mais présente une incontestable faiblesse ; il faut admettre que la perturbation est renouvelée par un mécanisme, provisoirement inconnu, à chaque discontinuité. Sinon, la perturbation sur la valeur de  $N$  aussi bien que sur celle de  $T$  continuerait à décroître avec la plus grande des deux constantes de temps ci-dessus sans jamais se remettre à croître.

En ce qui concerne le champ, la théorie des petites variations autour d'un état stable ne conduit pas à un succès aussi complet.

Dans la partie descendante de la courbe en N nous pouvons négliger l'exponentielle de constante de temps la plus courte et écrire :

$$n \approx M_2 e^{-\sigma_2 t} \quad (2)$$

Les équations de la référence (2) donnent pour la variation relative du champ électrique :

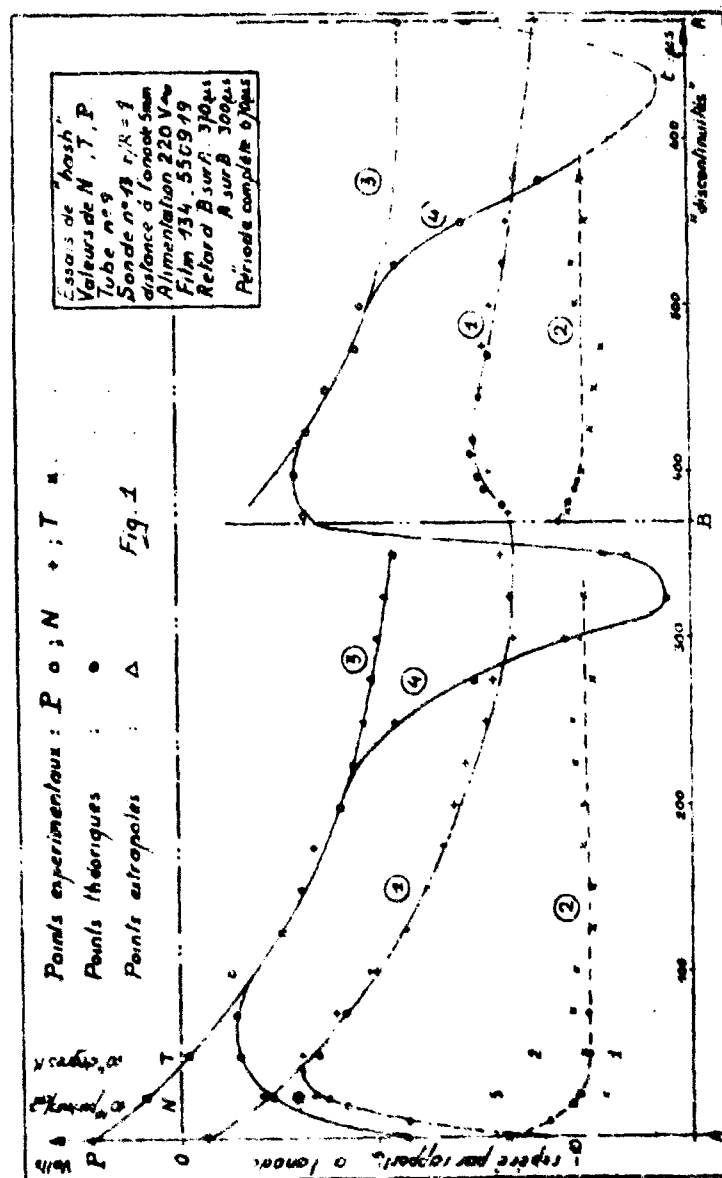
$$h = -M_2 e^{-\sigma_2 t} \quad (3)$$

On constate expérimentalement que la différence de potentiel entre l'anode et un point situé à 5 mm d'elle obéit qualitativement à une relation de ce genre pour des retards compris entre 75 et 225  $\mu$ s et de façon moins satisfaisante entre 400 et 500  $\mu$ s (figure 1, courbes 3 et 4) à condition de prendre comme valeur asymptotique  $E \cdot L = 6,1$  V. Mais la loi ci-dessus comporte elle aussi une tendance exponentielle vers un état définitif d'équilibre et n'expliquerait pas le caractère périodique ou multipériodique de la perturbation. Nous pouvons pressentir que le décollement entre courbe théorique et courbe expérimentale aux phases 225 et 500  $\mu$ s (figure 1, courbe 4) contient déjà en germe le mécanisme qui va assurer le renouvellement de la perturbation.

Si nous portons notre attention sur l'allure de la courbe pour des phases comprises entre 0 et 75  $\mu$ s d'une part, entre 370 et 400  $\mu$ s d'autre part, nous constatons qu'elle correspond qualitativement à l'équation (1), la dispersion trop grande des points expérimentaux interdisant de déterminer avec précision les coefficients d'ajustement.

Une conclusion très importante résulte de ce qui précède :

*Dans l'intervalle de temps qui sépare deux « discontinuités » successives, l'allure de N et celle de T obéissent toutes deux avec une précision très satisfaisante à la théorie des petites variations autour d'un état stable, et le seul fait inexplicable est le renouvellement de la perturbation à chaque « discontinuité ». La même théorie*



*n'explique l'allure de la chute anodique que dans les 225 premières microsecondes suivant la « discontinuité » A et dans les 130 premières microsecondes suivant la « discontinuité » B.*

Remarquons incidemment que le domaine anodique se comporte donc approximativement comme un tronçon de colonne positive quand la chute anodique est faible.

*2) Application de la théorie des sondes.*

Nous allons à présent montrer que le décollement se produisant dans la courbe de potentiel aux instants 225 et 500  $\mu$ s s'explique de façon très satisfaisante en admettant que, mis à part le voisinage temporel des « discontinuités » l'anode se comporte comme une sonde de Langmuir dans un plasma, ce qui revient à supposer que mis à part les instants qui précèdent ou qui suivent immédiatement les « discontinuités » il y a peu de chocs ionisants dans la gaine anodique.

Nous considérerons l'anode comme une sonde de surface A, connectée à une source de tension et baignant dans un plasma de densité N ayant une vitesse désordonnée moyenne  $w$ . Nous appellerons  $V_0$  le potentiel d'espace fictif à l'endroit de la sonde. Le courant prélevé par la sonde est donné par

$$I = \frac{ANw}{4} e^{-e(V-V_0)/kT} \quad (4)$$

quelle que soit la forme de la sonde si  $V$  est inférieur à  $V_0$ .

Pour  $V$  supérieur à  $V_0$ , l'allure du courant dépendra de la forme de la sonde ; on aura par exemple pour une sonde plane avec anneau de garde

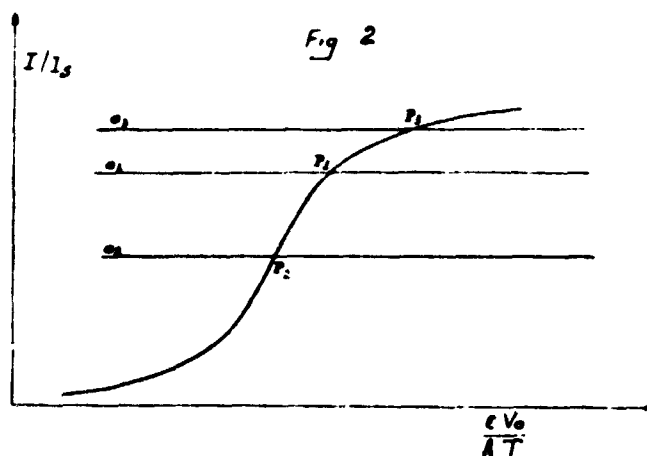
$$I = ANw/4. \quad (5)$$

Pour une mesure normale de sonde le plasma garde un état constant et le potentiel de sonde est imposé ; le courant de sonde résulte de leur combinaison. Ici, nous étudions un plasma variable ; le courant de sonde reste constant, en vertu d'une remarque faite antérieurement au sujet de l'impédance ballast, et le potentiel de sonde par rapport au plasma voisin, c'est-à-dire en dernier ressort la chute anodique, résulte de la combinaison des deux.

Mais l'état du plasma est constamment suivi au moyen d'une vraie sonde située à 5 mm de l'anode, et qui nous donne pour un potentiel imposé, égal au potentiel d'espace, une grandeur  $I_s$  donnée par

$$I_s = A_s N w / 4. \quad (6)$$

La comparaison de (4), (5) et (6) nous montre que la courbe obtenue en portant  $I/I_s$ , en fonction de  $eV_a/kT$  ( $V_a$  étant la chute anodique), doit avoir la forme d'une caractéristique de sonde de Langmuir (figure 2) <sup>(1)</sup>. Nous montrerons ultérieurement qu'il en est bien ainsi.



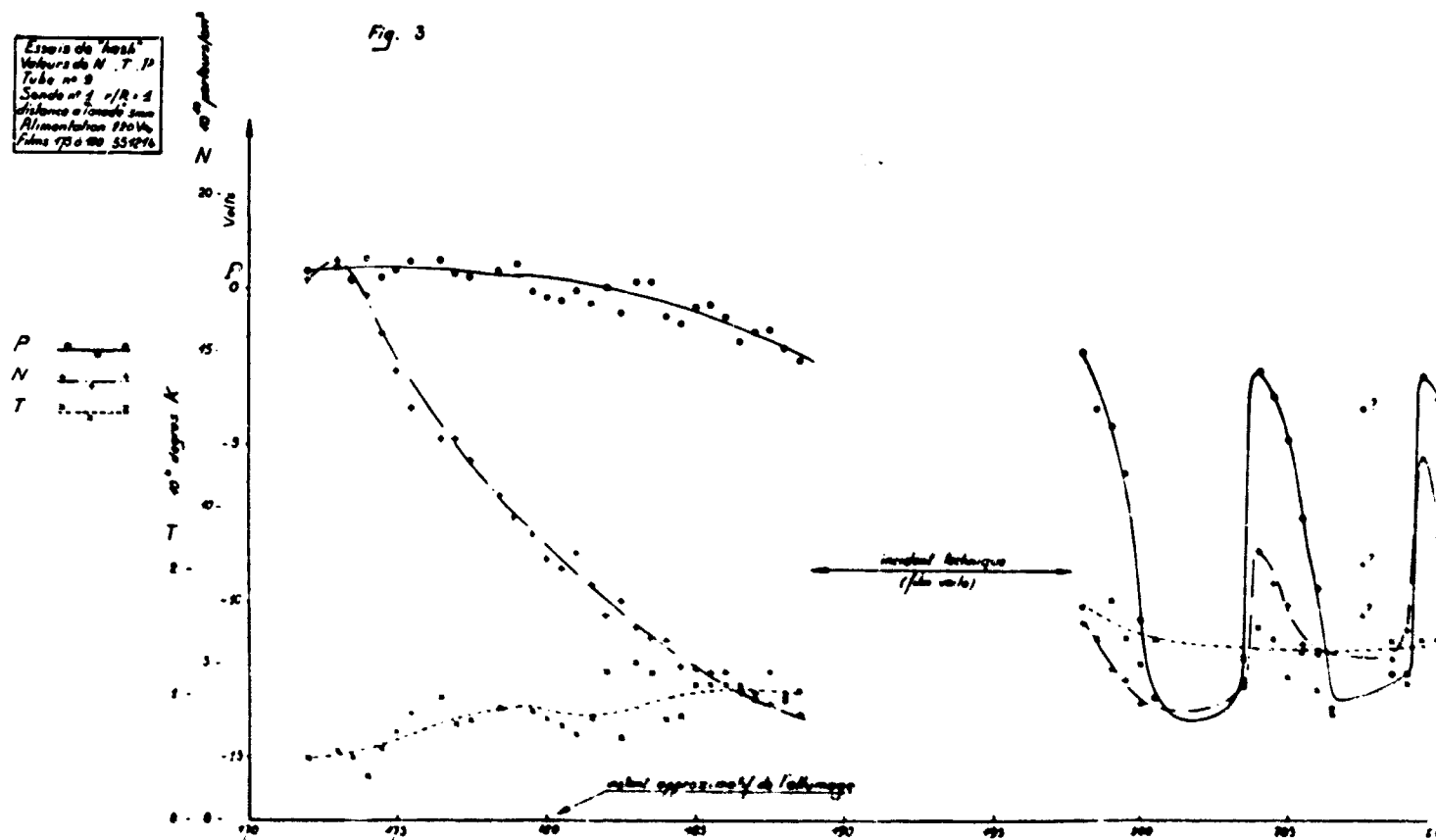
### 3) Réamorçage de la disruption.

Nous avions tout d'abord pensé, en accord avec les idées de Yosimoto (5), que la disruption était réamorcée par l'arrivée à la cathode d'une vague d'ions positifs ayant quitté l'anode au moment de la « discontinuité » précédente. Nos expériences (1) paraissant en désaccord avec l'existence de telles vagues d'ions, nous avons examiné si, au contraire, la disruption de la gaine anodique marquant le début d'une nouvelle oscillation n'est

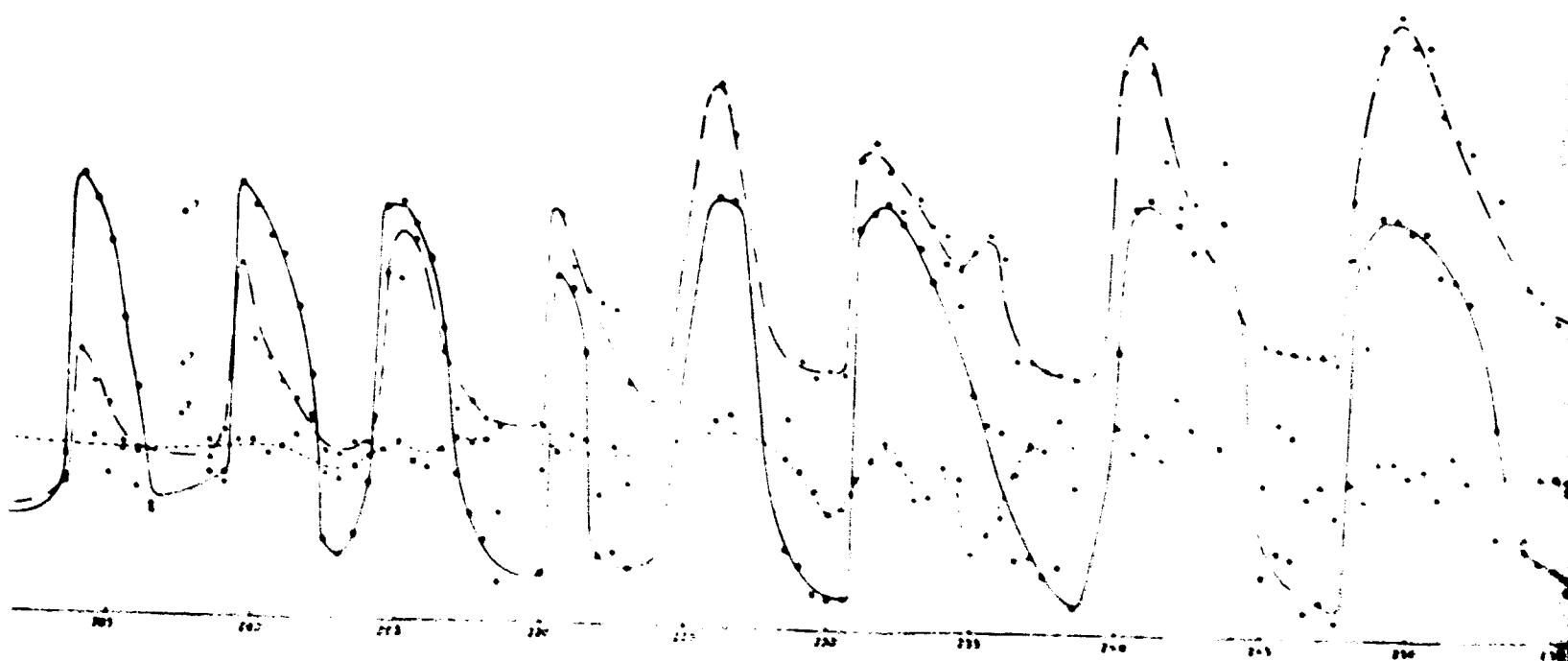
(1) Il existe une différence entre le potentiel de la sonde à laquelle l'anode est assimilable et le potentiel du métal constituant l'ossature de l'anode, à cause de la couche d'oxyde de baryum, qui donne une différence de potentiel de contact voisine de 3,5 volts.

Essais de "masé"  
 Valeurs de  $N$ ,  $T$ ,  $P$   
 Tube no 8  
 Sable n° 1,  $r/R = 1$   
 distance à l'onde 300  
 Alimentation 220V  
 Fils 15 à 20 55476

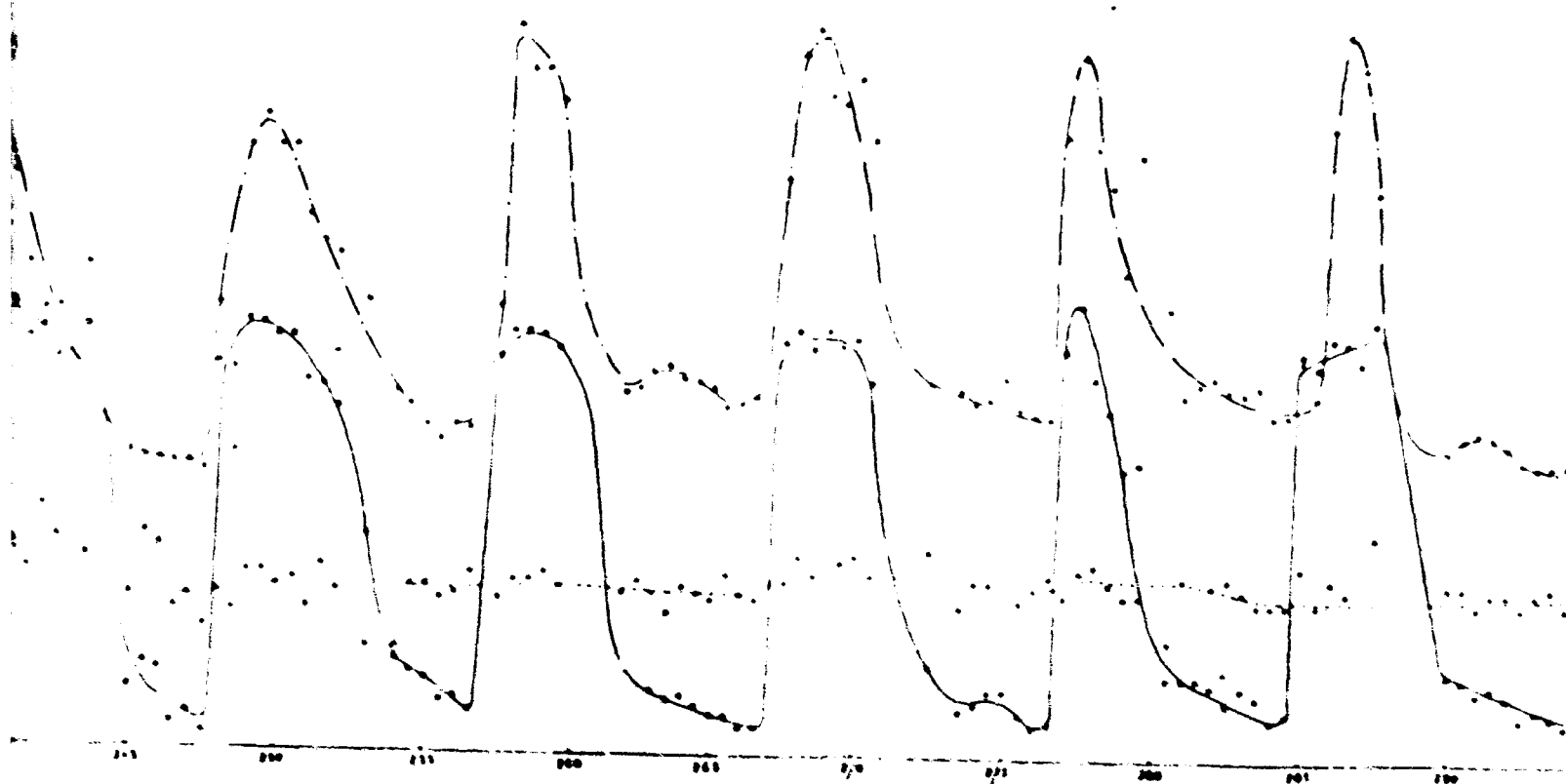
Fig. 3



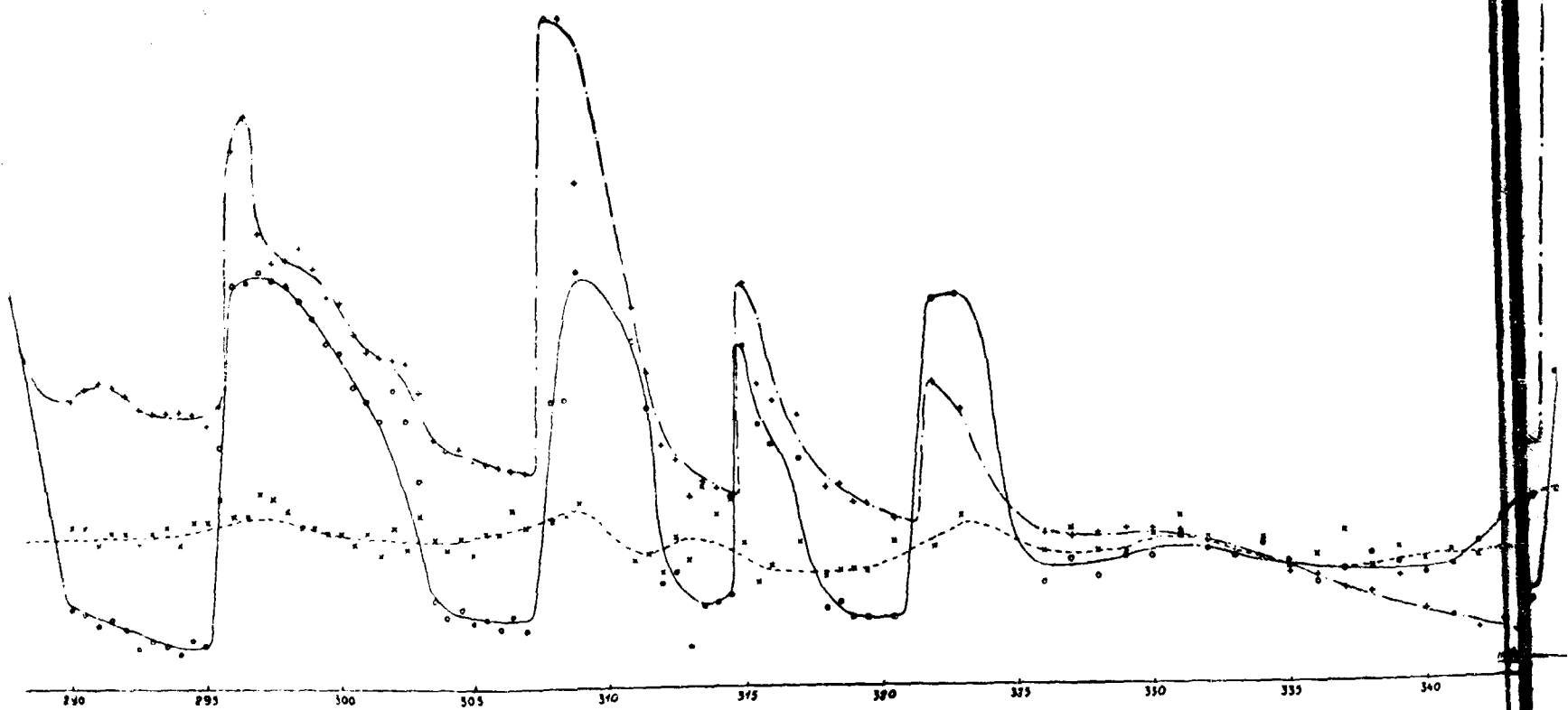




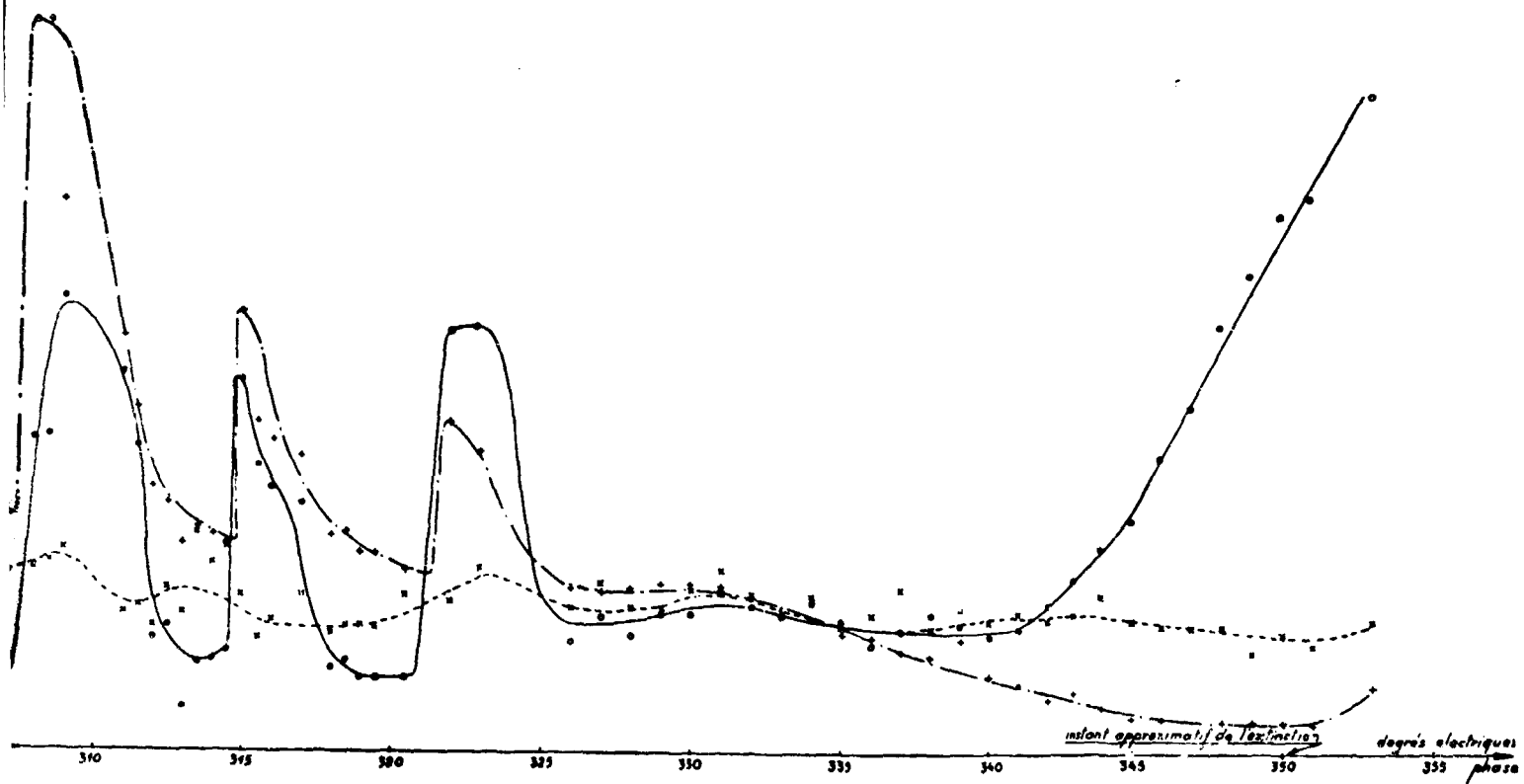
**B**



**C**



D



E

pas due à l'état du plasma au voisinage de l'anode. Nous montrons plus loin que les résultats expérimentaux sont en faveur de cette deuxième hypothèse.

## II. — CONFIRMATION PAR DES ESSAIS EN COURANT ALTERNATIF.

Nous avons essayé d'obtenir une confirmation de la théorie ci-dessus par des essais sur la même sonde, le tube étant alimenté en courant alternatif et l'impédance ballast se limitant à la self antérieurement utilisée comme stabilisatrice. Les mesures ont été effectuées pendant toute l'alternance où le filament voisin de la sonde considérée joue le rôle d'anode. Environ 360 caractéristiques de sonde ont été relevées. Les résultats sont consignés sur la figure 3.

Le « hash » n'était pas d'une extrême stabilité ; en eût-il été autrement, le document expérimental n'aurait de toute façon pas eu la netteté de la figure 4 de la référence (1) puisque nous sommes forcés d'utiliser ici un plasmographe ordinaire (synchronisé sur le réseau). Néanmoins, l'examen de la figure 3 nous montre que les phénomènes en alternatif constituent bien la reproduction quasi-périodique (avec des paramètres lentement variables d'une oscillation à l'autre) des phénomènes observés en continu au moyen du plasmographe synchronisé.

La figure 4 montre l'évolution des paramètres électrotechniques. La courbe 1 représente la tension du réseau et la courbe 2 de la chute de tension dans l'arc (valeurs moyennes, négligeant l'oscillation du « hash »), toutes deux observées à l'oscilloscope cathodique. La courbe 3 obtenue par différence, est la tension aux bornes de la self ballast, tandis que la courbe 4 représente le courant tel qu'il est calculé graphiquement à partir de l'équation

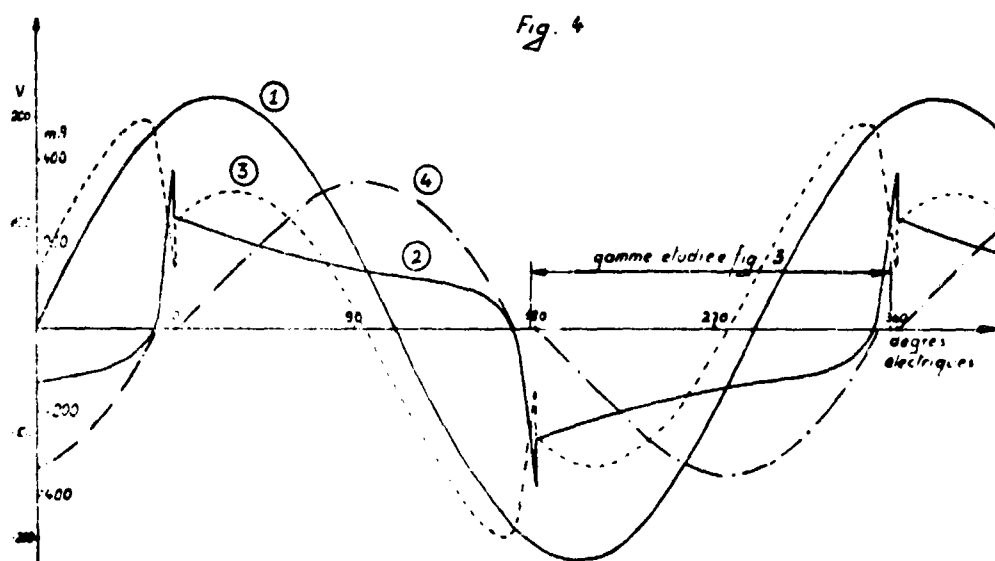
$$RI + L \frac{dI}{dt} = V_s \quad (7)$$

$V_s$  étant représenté par la courbe 3

$L = 1,44$  henry

$R = 16$  ohm.

L'allure des variations de  $N$  en fonction du temps présente, pour certaines périodes du « hash », une ressemblance frappante avec celle de la figure 4 de la référence (1). Dans d'autres cas, de petites anomalies se présentent mais elles coïncident toujours avec une instabilité temporairement accentuée du « hash ». Sous ce rapport, la théorie des petites variations autour d'un état stable peut donc être considérée comme vérifiée.



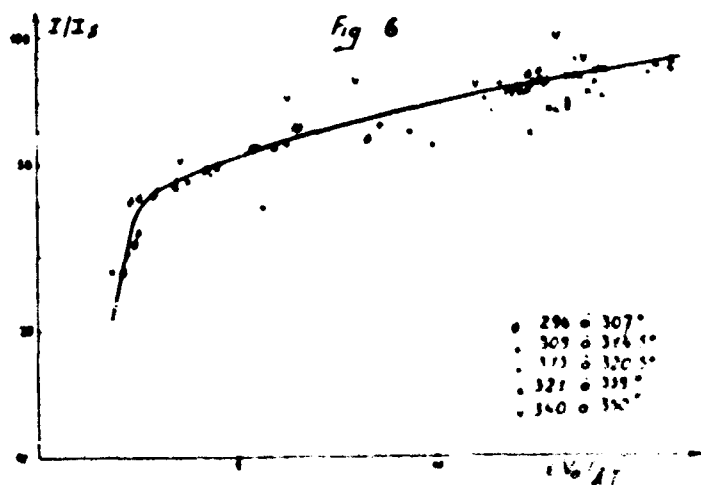
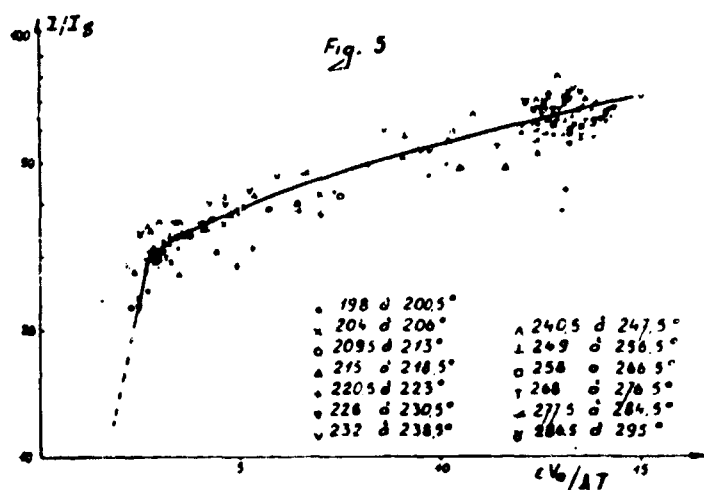
Les phases sont repérées comme sur la figure 3

Par contre, les pointes de température électronique constatées dans la ref. 1 ont complètement disparu, mais cette disparition est aisément explicable par les fluctuations des « discontinuités » et le caractère non synchronisé du plasmographe par rapport au « hash ».

La deuxième partie de la théorie, celle qui considère l'anode comme une sonde de Langmuir, se vérifie encore beaucoup mieux, car, comparant une concentration électronique et un potentiel d'espace relevés *simultanément* sur la même caractéristique de sonde, elle n'exige pas pour sa vérification un « hash » aussi stable que la précédente.

Les figures 5 et 6 représentent les « caractéristiques de sonde » de l'anode reconstituées comme indiqué précédemment. La figure 5 correspond aux phases 198° à 295° et la figure 6 aux

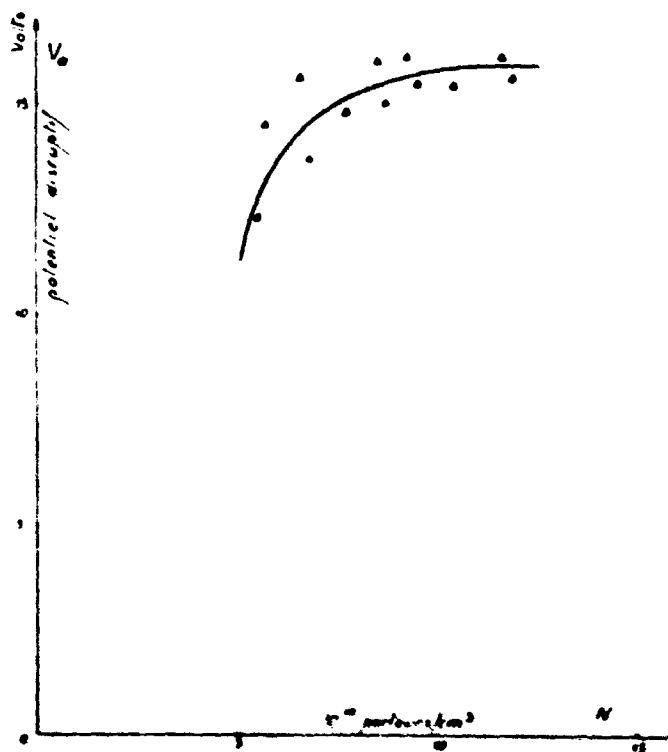
phases 295° à 350°. La raison pour laquelle une modification s'est produite, au moment où les observateurs relevaient les caractéristiques de sonde au voisinage de la phase 295°, ne nous est pas connue avec certitude, mais c'est selon toute probabilité une migration de la zone active sur la surface de l'anode ou bien un arrachement de matière à cette dernière pendant l'alternance où elle servait de cathode.



Ces deux « caractéristiques de sonde » ont été comparées avec une caractéristique théorique de sonde cylindrique extraite de la référence (6) ; on voit que la correspondance est frappante.

Un incident technique nous a empêchés d'observer la phase d'établissement du « hash ». L'examen des documents figurant dans la référence (7) (voir notamment les figures 4 et 6) suggère que la « caractéristique de sonde » de l'anode est, entre l'allumage et la première disruption du « hash », balayée successivement de droite à gauche et de gauche à droite. Nous avons, par contre, pu observer de façon très nette les phénomènes d'extinction qui sont indiqués par des X et par des V sur la figure 6. Les X balayent la « caractéristique de sonde » de gauche à droite (sans atteindre la tension de disruption) et restent un moment stabilisés autour d'une certaine valeur ; les V la balayent ensuite de droite à gauche et tout semble indiquer que l'on atteint le potentiel flottant à l'instant précis où le courant s'annule.

Fig. 7





Dans le cadre de la troisième partie de la théorie, concernant les causes du renouvellement périodique de la disruption, mentionnons que, pour les 12 oscillations les mieux dessinées, la valeur du potentiel disruptif est fonction de la concentration électronique (figure 7). L'instant de la disruption est donc celui où les paramètres de la caractéristique de sonde (figure 5 ou 6) sont tels que la relation traduite de la figure 7 soit satisfaite.

En ce qui concerne l'augmentation fugace du champ (signalée dans la réf. (1)) dans la colonne positive (qui, vu la quasi-constance de  $N$  et  $T$ , doit correspondre à une augmentation du courant d'arc, laquelle ne s'explique pas dans notre hypothèse d'un impédance ballast assimilable à l'infini) elle constitue un phénomène parasite n'ayant apparemment rien à voir avec le mécanisme physique de l'oscillation spontanée anodique. Elle résulterait de la capacité parasite que présente l'impédance ballast et les phénomènes observés traduiraient la brusque variation de potentiel aux bornes de cette capacité quand se produit la « discontinuité ».

### III. — CONCLUSIONS.

Notre investigation à la fois théorique et expérimentale nous a conduits aux conclusions suivantes :

1) Chaque « discontinuité » observée dans l'ondulation de tension anode-cathode d'un tube à cathode chaude correspond à une disruption de la gaine anodique considérée comme une gaine de sonde. Cette disruption est accompagnée d'une pointe relativement aiguë de température électronique dans la zone anodique et immédiatement suivie, également dans la zone anodique, d'une pointe de densité électronique qui en est la conséquence.

2) La perturbation de la température électronique et celle de la concentration électronique obéissent toutes deux de façon satisfaisante à la théorie des petites variations d'un milieu ionisé autour d'un état stable et apparaissent comme des sommes ou différences de deux exponentielles, l'une des constantes de temps étant environ 10 fois supérieure à l'autre.

L'accord se maintient dans tout l'intervalle qui sépare chaque « discontinuité » de la suivante.

3) La perturbation du champ moyen dans la zone anodique n'obéit à la même théorie et à la même expression mathématique que dans la première moitié environ de l'intervalle séparant chaque disruption de la suivante. On obtient de beaucoup meilleurs résultats en considérant l'anode comme une sonde placée dans un plasma dont la concentration et la température électroniques obéissent à la loi exprimée au secundo. Lorsque la concentration électronique tombe en dessous d'une certaine valeur critique, on trouve ainsi que la chute anodique commence à croître très fortement.

Puisque la théorie des sondes est valable, les phénomènes ionisants dans cette zone de champ élevé sont négligeables vis-à-vis de ceux qui existent dans la colonne ; par ailleurs, la théorie des sondes est mise en défaut pendant les disruptions et les instants immédiatement consécutifs.

Dans chaque oscillation il existe un bref intervalle de temps pendant lequel les deux théories (théorie des petites variations et théorie des sondes) sont simultanément satisfaites : le champ est suffisamment faible pour que la zone anodique se comporte comme un élément de colonne positive mais l'ionisation engendrée y est néanmoins négligeable.

4) La cause de la disruption qui redémarre le phénomène réside évidemment dans la chute anodique élevée ; les essais montrent que la tension de disruption dépend légèrement de la concentration du plasma dans la zone anodique.

Les phénomènes se reproduisent ensuite selon un cycle identique.

L'augmentation fugace du champ dans la colonne positive semble constituer un phénomène parasite lié à la capacité de l'impédance ballast.

Les auteurs désirent exprimer toute leur gratitude à l'European Office Air Research and Development Command qui a subsidié la recherche, ainsi qu'à la Direction des Ateliers de Constructions Électriques de Charleroi. Ils remercient également Messieurs René Ledrus et John L. Michiels pour leurs conseils

précieux, ainsi que Messieurs Joseph Van Haegenborgh, Frédéric Esquelin et Léopold Lesseigne qui ont effectué le relevé et le calcul des quelque 10.000 caractéristiques de sondes utilisées dans ce travail.

Paul GANS, Max HOYAUX.

---

#### BIBLIOGRAPHIE

1. M. HOYAUX et P. GANS, Étude expérimentale des oscillations spontanées dans les tubes à vapeur de mercure à cathode chaude, Communication à l'Académie Royale de Belgique, *Bull. Classe des Sciences*, XLII, 1956, p. 961.
2. M. HOYAUX, Théorie des milieux ionisés à symétrie de translation, *Revue Générale de l'Électricité*, 60, 279 et 317, 1951.
3. I. LANGMUIR et H. M. MOTT SMITH, The theory of probes in gaseous discharges, *General Electric Review*, p. 449, 538, 616, etc., 1924.
4. H. M. MOTT SMITH et I. LANGMUIR, The theory of probes in gaseous discharges, *Phys. Rev.*, 28 (2<sup>me</sup> série), 727, 1926.
5. H. YOSIMOTO, Oscillatory phenomena of arc in hot cathode discharge tubes, *Theoretical Journal Phys. Soc. of Japan*, 8, 69, 1953.
6. M. HOYAUX, Contribution à l'étude de la théorie des sondes dans les décharges électriques, *Publications de l'A.I.M.s*, Nos 97 et 98, 1946-1947.
7. M. HOYAUX et P. GANS, Experimental Study of the « hash » in fluorescent tubes, I. *Report EOARDC TN 55-7 Contract AF 61(514) 630-C*.